



TITLE:

10. 重い電子系の磁気抵抗(基研短期研究会「重い電子系の理論」報告,研究会報告)

AUTHOR(S):

川上, 則雄; 興地, 斐男

CITATION:

川上, 則雄 ...[et al]. 10. 重い電子系の磁気抵抗(基研短期研究会「重い電子系の理論」報告,研究会報告). 物性研究 1986, 47(2): 159-162

ISSUE DATE:

1986-11-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/92339>

RIGHT:

10. 重い電子系の磁気抵抗

阪大・工 川上 則雄, 興地 斐男

1. はじめに

重い電子系に属する Ce 化合物 (CeAl_3 , CeCu_6 , CeCu_2Si_2) の極低温でのフェルミ流体的性質に関して, 近年活発な研究が為されている。これらの系の静的な物理量は希薄系の近藤効果とかなり類似した性質を示すが, 輸送係数は高密度系であることを反映して希薄系では見られない特異な振舞を示す。その代表的な例として, 磁気抵抗が温度変化に対して極小を示しさらに低温で符号が正に変わることが知られている^{1,2)}。ここでは周期的アンダーソンモデルに single site 近似を適用して, CeAl_3 , CeCu_6 での磁気抵抗の温度変化, 磁場変化に対する説明を試みる³⁾。

2. モデル

重い電子系の低温での性質を調べるために次の周期的アンダーソンハミルトニアンを考える。

$$\begin{aligned}
 H_A = & \sum_{k,\sigma} \epsilon_k C_{k\sigma}^+ C_{k\sigma} + \frac{V}{\sqrt{N}} \sum_{k,i,\sigma} (e^{ik \cdot R_i} C_{k\sigma}^+ f_{i\sigma} + \text{h.c.}) \\
 & + \epsilon_f \sum_{i,\sigma} f_{i\sigma}^+ f_{i\sigma} + U \sum_i f_{i\uparrow}^+ f_{i\uparrow} f_{i\downarrow}^+ f_{i\downarrow}
 \end{aligned} \quad (1)$$

但し記号は通常の意味を持っている。このモデルに対する研究は近年盛んに行なわれているが, Ce 位置での強い電子相関を持つ coherent site の取り扱いの難しさのため, その性質の包括的な理解は為されていない。この coherent Kondo state を記述する最も簡単な近似として single site 近似がよく用いられているが, これは Ce 位置での電子相関はできるだけ正確に考慮し周期性の効果は零次近似で取り入れる方法である⁴⁾。以下の議論は上記の single site 近似を用いて行なう。

3. 磁気抵抗

先ず準備として不純物アンダーソンモデルを考える。この時のクーロン相互作用による自己エネルギーは s-d 極限において, 低温, 低エネルギーに対して

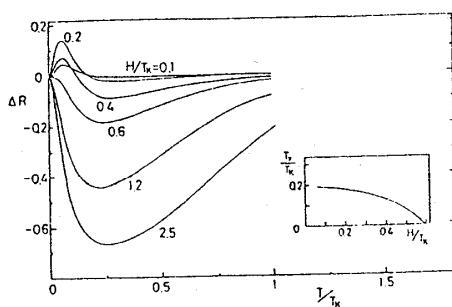
$$\Sigma_{\sigma}(\varepsilon) = -\varepsilon_f - \left(\frac{D}{2T_K} - 1\right)\varepsilon - \frac{iD}{8T_K^2}[\varepsilon^2 + \pi^2 T^2] + \Sigma_{m\sigma} \quad (2)$$

で与えられる⁵⁾。ここで D は共鳴半値幅, T_K は近藤温度である。 $\Sigma_{m\sigma}$ はフェルミ面での磁場による自己エネルギーへの寄与であり, これはフリーデル総和則により位相のずれ δ_{σ} を用いれば, $\Sigma_{m\sigma} = D \cot \delta_{\sigma}$ で与えられる。従ってベータ仮説法の結果を用いれば, $\Sigma_{m\sigma}$ は任意磁場 H に対して厳密に求まる³⁾。以下の計算ではハミルトニアン (1) の f 電子に対する自己エネルギーとして近似的に (2) 式を用いる。

正の磁気抵抗が現われる温度領域 ($T \leq 1\text{ K}$) では比熱係数および帯磁率に極大構造がみられるが, この極大はフェルミ面付近の準粒子状態密度の構造が原因となっていると考えられている。この状態密度の構造の原因となっているものの1つとして周期性に起因した gap 的な構造が考えられる。この点に注目して gap 構造の効果をとり入れた磁気抵抗の計算を行なう。ハミルトニアン (1) に single site 近似を行なって自己エネルギー (2) を考慮すると, フェルミ面付近に T_K 程度の gap が生じる。gap が存在する時のフェルミレベルは, Gutzwiller 法等から帰結されている様に, f 電子が1に近い場合には ($n_f \leq 1$) gap の下に位置すると考えられる⁶⁾。この場合の磁気抵抗 $R(H)$ の表式は文献 3) に与えられているので, 以下にその計算結果をまとめる。

第1図に磁気抵抗の温度変化を示す。

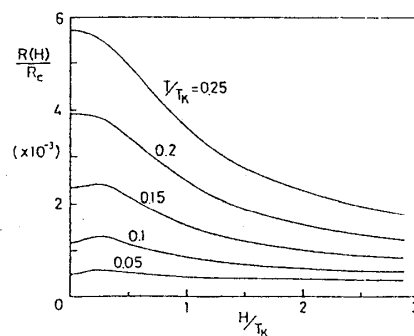
$\Delta R = (R(H) - R(0))/R(0)$ は温度変化に対して極小構造を持っているが, これは coherence の効果が不純物によって幾分壊されたために生じているもので, 残留抵抗が大きいもの程極小位置は高温側にずれる傾向を持つ。極小をとる温度 T_m は磁場の増加に伴い, 一旦



第1図 磁気抵抗の温度変化:

$$\Delta R = (R(H) - R(0))/R(0).$$

残留抵抗は $R(0)$ の極大値の2%程度含まれている。挿入図は $\Delta R = 0$ となる温度 T_m の磁場変化。



第2図 磁気抵抗の H 依存性。

減少しそして増加する。この磁場変化の様子は CeAl_3 , CeCu_6 で観測されているものと同じ傾向を示している^{1,2)}。第1図で興味深い点は、 $T \leq T_K/4$ で現われている正の磁気抵抗である。これはフェルミ面付近の gap 構造により生じたものである。 CeAl_3 , CeCu_6 では T_K は数 K であることを考慮すると、図1では $T \leq 1\text{ K}$ で正の磁気抵抗が生じていることになり、実験で観測された温度領域とよく一致している^{1,2)}。挿入図は $\Delta R = 0$ となる温度 T_x の磁場変化であり、実験事実と同様に磁場の増加に伴って単調に減少している。

第2図に示したのは磁気抵抗の磁場依存性である。温度が低くなるに従って $R(H)$ は非単調な磁場依存性を示し、有限の H で極大が現われる。この低温における非単調な磁場変化は gap 構造が存在する時の一つの特徴であり、同様の傾向は CeAl_3 , CeCu_6 で観測されている^{1,2)}。

ここで図1, 2に現われた正の磁気抵抗が生じる原因について簡単に触れる。零磁場の場合、周期性による coherence の効果で伝導度 $\sigma(\epsilon)$ はフェルミ面付近で大きな値をとっている。磁場が加わると一方向のスピンのフェルミ面が gap の中に入り、これに対する電子の $\sigma(\epsilon)$ は急激に小さくなり抵抗は零磁場のものに比べて増加することになる。この様な単純な機構であるため、伝導バンドの構造が多少複雑な場合でも gap 的構造が存在すれば正の磁気抵抗が期待できる。

3. まとめと考察

以上述べた様に、ここで得られた結果は CeAl_3 , CeCu_6 の実験とほとんどの傾向が良く一致している。特に低温での正の磁気抵抗および非単調な磁場依存性は gap 的構造の存在によりうまく説明できる。ここでは single site 近似の枠内で gap 構造の存在を仮定しているが、この仮定と他の物理量の consistency について以下にまとめる。

- ① ここでのモデルを用いると熱起電力は正となり、その磁場変化は非単調。これは CeAl_3 の実験と符合していると考えられる⁷⁾。
- ② 最近 gap 的構造により熱膨張係数が負になり得ることが指摘されており⁸⁾, CeAl_3 と定性的に一致している。
- ③ フェルミ面付近に構造があるための比熱係数の極大と矛盾しない。さらに文献 8) で用いられたモデルを用いると CeAl_3 の比熱の特異な磁場変化とも一致する。

以上の様に、磁気抵抗の説明に用いたモデルは他の多くの物理量の特異な振舞もうまく説明し得るものであるが、重い電子系で実際に coherence gap が生じているかどうかについては、よりミクロな計算を通しての保証が必要であり、これは今後の課題である。

- 1) G. Remenyi et al., J. Mag. Mag. Mat. 31-34 (1983) 407.
- 2) A. Sumiyama et al., J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986).
- 3) N. Kawakami and A. Okiji, J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) 2114.
正の磁気抵抗に対する大川の議論も参照(本研究会報告)。
- 4) A. Yoshimori and H. Kasai, J. Mag. Mag. Mat. 31-34 (1983) 475; Solid State Commun. 58 259.
- 5) P. Nozieres, J. Low Temp. Phys. 17 (1974) 31,
K. Yosida and K. Yamada, Prog. Theor. Phys. 53 (1975) 1286.
- 6) T. M. Rice and K. Ueda, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 995.
- 7) D. Jaccard and J. Flouquet, J. Mag. Mag. Mat. 47 & 48 (1985) 45.
- 8) C. Bastide and C. Lacroix, Solid State Commun, 59 (1986) 121.

11. 重い電子系に対する不純物効果

東大・工 上 田 和 夫

希土類金属や、アクチナイドにみられる重い電子系を記述する理論的基礎は周期的アンダーソン模型にあると考えられる。高温での局在スピンの振舞いから、温度をさげるにしたがってコヒーレンスが成長しフェルミ液体を形成する。その過程および、低温での状態を正しく記述するのは簡単ではない。しかし $1/N$ 展開, フェルミ流体理論, 変分計算などが登場しおよそその輪郭は出来つつある。とくに基底状態のエネルギー, 低温での比熱, 帯磁率などの静的な物理量に関しては第零近似のレベルではあるがコンセンサスが形成されつつある。 f -電子間の強いクーロン斥力により f -電子は局在する傾向をもつが, 伝導電子とのミキシングによるエネルギーの得は, 非解析的で, 純粋なシステムでは低温で常にコヒーレンスが成長し f -電子は結晶中を動き始めると考えられる。この非解析的エネルギーの利得は近藤温度のような関数形を持っている。

重い電子系のコヒーレンスを理解する上で重要な問題は, 不純物効果である。ここでは上に述べた energetics から考えてみたい。簡単のため disorder が伝導電子に対して存在するとしよう。もっとも簡単な取扱は, 不純物による life time $1/\tau$ をセルフコンシステントに扱う平均